日本機械学会論文集(B編) 70巻693号(2004-5)

三次元ブロックを有する矩形断面管路内の乱流解析*

杉山 均*1, 竹島将太*2

Numerical Analysis of Turbulent Flow in a Rectangular Duct with Periodic Arrays of Blocks

Hitoshi SUGIYAMA*3 and Shota TAKESHIMA

*3 Utsunomiya University, Graduate School of Engineering, 7-1-2 Yoto, Utsunomiya-shi, Tochigi, 321-8585 Japan

Numerical analysis has been performed for three-dimensional developing turbulent flow in a rectangular cross sectioned duct with periodic arrays of blocks by using an algebraic Reynolds stress model. Upper and bottom wall of straight duct with rectangular cross section are composed of many blocks, which are periodically located along the flow direction. In the numerical calculation, periodic boundary condition has been used for this flow and an algebraic Reynolds stress model is adopted in order to predict precisely Reynolds stresses. Since the presented algebraic stress model is classified into high Reynolds number turbulent model, wall function method has to be used to set boundary condition of turbulent energy and dissipation. As for this wall function method, we have examined the influence of universal constant which appears in log-law velocity profile by means of changing its value. We have adopted two kinds of universal constants, that is, one is the value with 5.5 for smooth wall and the other is -8.0 for roughened wall. Each calculated result of mean velocity and Reynolds stresses is compared with the experimental data. As the result of this research, it has been found that calculated results for universal constant -8.0 have shown the reasonable result compared with the calculated results for universal constant 5.5. Besides, calculated results of Reynolds stresses for -8.0 are in better agreement with the experimental results than that for 5.5. The calculated results of secondary flow have suggested that flow behavior near wall flow depends on universal constant in log-law velocity profile. These calculated results indicate that the universal constant of log-law velocity which is assumed in wall function, has to be changed according to the wall condition.

Key Words: Numerical Analysis, Turbulent Flow, Secondary Flow, Three-Dimensional Flow, Roughened Wall, Algebraic Reynolds Stress Model

1. 緒 論

伝熱促進を意図する目的から、管路内に三次元プロ ックを設置することは、もっとも簡便で効率的な伝熱 促進手法である。しかし、強制対流中に設置された三 次元プロックまわりの流れは、馬てい形渦生成、はく 離再付着、二次流れを伴い流れは複雑である。また、 集積化された電子機器の冷却問題も、前述の伝熱促進 と共通する現象を内包し、三次元ブロックまわりの流 動現象を明らかにすることは工学、研究の両面から重 要な課題である。

一般に、三次元ブロック形状は多彩であり、ブロッ ク形状により流れ構造が変化するのは容易に類推でき る.また配列が要素として加わると、ブロック間の干 渉も考慮することが必要であり、さらに複雑な流れと なる.例えば、非円形断面を有する直線管路にプロッ クが設置され、そのブロックの高さが極端に低くなり、 断面内圧力が一様分布となると,層流場の場合,圧力 こう配に起因する二次流れは生成されることはない が,乱流場においては,乱れの非等方性に起因する第 2種二次流れが生成されることになる。逆にブロック 高さが高い場合には層流,乱流を問わず圧力こう配に 起因する二次流れが支配的となる。また,ブロック配 列のいかんによっては,流体抵抗の軽減,あるいは伝 熱促進に寄与する流れ場を形成できる可能性もある。

以上のように、ブロック形状に配列要素が入ると、 流れとしても複雑になることから、単一ブロック、特 に角柱まわりの流れ解析に関する研究が比較的数多く 報告されている⁽¹⁾⁽²⁾.一方、角柱まわりの解析に対し、 周期的なブロックが配列された場合の流れ解析も、そ の数は少ないが報告されている。五十嵐・福岡⁽³⁾は、 碁盤目配列されたブロック群のブロック高さ、行数、 列数、ピッチ等を系統的に変化させた実験を行い圧力 損失の算定式を提案している。同時に、彼らは平板乱 流境界層内に直列配列された2個の立方体まわりの流 れと、局所熱伝達結果を報告している⁽⁴⁾.五十嵐らの 立方体ブロックに対し、Hanら⁽⁵⁾⁽⁶⁾は、管路幅と同一 長で、流れ方向と直交する向きに周期的に配列させた

^{*} 原稿受付 2003 年 7 月 16 日.

^{*1} 正員, 宇都宮大学大学院工学研究科(● 321-8585 宇都宮市 陽東 7-1-2).

^{*2} 宇都宮大学大学院工学研究科.

E-mail: sugiyama@cc.utsunomiya-u.ac.jp

直方体ブロックを対象に、形状、配列ピッチを変化さ せ圧力損失, ヌッセルト数分布を実験的に明らかにし た。Meinders ら⁽⁷⁾は、立方体を管路内に直列配列し、 立方体表面の局所熱伝達率を,赤外線サーモグラフィ ーを用いて計測している. Sparrow-Niethammer-Chaboki⁽⁸⁾は碁盤目状に複数配列されたブロック群 に、流れを横断するように障壁が設けられた場合、あ るいはブロック群の中にブロックの欠けが発生した場 合の熱伝達率, 圧力損失の測定結果を報告している. 以上の実験結果はブロック列に沿った圧力損失,熱伝 達率の測定結果を提示しているのに対し, 杉山・羽 田(9)は、矩形断面管路の上下壁に直方体形状のブロッ クを2列ずつ、上下壁で合計4列のブロック群を設け た流れ場の乱流計測を報告している。上下壁に設けた ブロックは流れ方向に千鳥状となるように配列し,計 測に際してはレーザドップラー流速計によりレイノル ズ応力分布も含めた測定結果を示した。

数値解析に関する報告もなされている. lacovides-Raisee⁽¹⁰⁾は標準的な二方程式乱流モデル, レイノル ズ応力輸送方程式モデルを用いて正方形断面を有する 直方体リブが周期的に配列された180°曲がり管路内 の乱流場を解析している. Jang-Chen-Han⁽¹¹⁾は,直 方体リブが流れに対し 60° 傾いた場合の流れを対象 に、lacovides ら⁽¹⁰⁾ と同様にレイノルズ応力輸送方程 式に低レイノルズ数形乱流モデルを導入し解析を行っ ている。最近の研究では、Niceno ら⁽¹²⁾は Meinders ら⁽⁷⁾の立方体ブロックを対象に LES を用い解析を行 い実験結果と比較して,速度場,温度場とも良好に予 測することを報告している。著者ら(13)も,正方形断 面を有する直方体リブが周期的に配列された管路を対 象に代数応力モデルを用いて解析を行い,実験結果を 比較的良好に再現することを示した。同時に,境界条 件として使用する壁関数値を導出する際に,対数速度 分布の普遍定数を変えることが必要であることを指摘 した。このとき、直方体リブ高さは、管路水力直径に 対して2%と小さいリブであるが, こうした手法が, ブロック高さが高く、はく離を伴う流れに対しても有 効であるかどうかは興味ある問題であり, 高レイノル ズ数形乱流モデルの改良にも寄与するものである。そ こで、レイノルズ応力まで測定した杉山・羽田(9)の実 験を対象に、代数応力モデルにて数値予測するととも に, 壁関数を使用する際に必要となる対数速度分布の 普遍定数の影響について検討することを目的とする。

2. おもな記号

A:普遍定数



Fig. 1 Rectangular cross sectioned duct with staggered blocks and definition of coordinate system

- D_n:水力直径
- P:壁面静圧
- ▶:変動圧力
- $Re: レイノルズ数 = U_b D_h / \nu$
- $\overline{u_i u_j}$:レイノルズ応力
 - U_b:断面内の主流方向平均速度
 - U_τ:摩擦速度
 - U_i: i 軸方向の時間平均速度
 - X_i: 直交座標系における i 方向座標軸
 - y:計算第1点めまでの垂直距離
 - ρ:密度
 - δ_{ii} : クロネッカーのデルタ記号
 - ν:動粘性係数

3. 解析手法

3・1 計算対象実験 解析対象とした杉山ら⁽⁹⁾の 実験流路の概略図,および座標系を図1に示す.流定 流路は,長辺200m,短辺40mの矩形断面形状の直 線管路である。ブロックが設けられた管路上流部には 完全発達乱流を得るため40.5D_h(D_h=66.67mm)の 長さの矩形断面直管部が設置されている。ここでD_h は矩形断面形状で算出した水力直径である。さらにブ ロックが設けられた管路部下流には7.5D_hの直管部 を設けている。

座標系は主流方向を X_1 , 水平方向, 垂直方向をそれ ぞれ X_2 , X_3 と定義した.座標原点は流路入口から 40.5 D_h の上壁側とし, ブロック群はこの座標原点か ら下流に設置され矩形断面内の上下壁にそれぞれ 2 列 配置されている.ブロックは上下壁にて配列位置が異 なり流れ方向に千鳥状に配列している.ブロックは X_1 - X_2 軸平面内で 10 列配置され,下壁部に設けられ た最上流部のブロックを第 1 ブロック,最後に設けら れたブロックを第 10 番ブロックとする.測定は第7, 8 番ブロックにて行い周期的に配列した 1 周期の間隔 は図 1 に示すように 120 mm である.したがってブ



1134

Fig. 2 Configuration of block

ロック群が配置された長さは600mmとなる。図2 は、実験に供したブロック形状を示したものであり、 長辺を有する面が流れと直交する面となる。 図2に示 すようにブロック壁は設置壁面と角度をもって接続す る。流れと直交するブロック前面および後面は下壁に 対し69°、ブロック側壁は55.5°の傾斜面を有する。 測定領域は、図1の斜線部にあたる1/2断面としてい る。このとき、主流方向速度の測定結果から対称性を 確認している。また、乱流計測位置は、図3に示す Station ①~⑧の8断面とし、はく離領域測定のため X₁-X₃ 断面に設けられた Station ⑨, ⑩断面における 速度ベクトルの計測も行った。Station ①~⑧は, 原 点座標からそれぞれ $X_1/D_h=5.65, 5.85, 6.05, 6.30,$ 6.55. 6.75. 6.95. 7.20 に位置し X₂-X₃ 断面に相当す る. Station ⑨, ⑩は、X₂/D_h=0.75, 1.18 に位置する X1-X3 断面を示している。測定に際し、作動流体には 水を用いレーザドップラー流速度にて計測した.

3・2 支配方程式 本解析のように非等方性の強い流れ場においては、レイノルズ応力場を正確に予測することが要求される。そこで、本解析ではレイノルズ平均化された運動量輸送方程式(RANS)、レイノルズ応力輸送方程式を解くこととした。運動量、レイノルズ応力輸送方程式の各式は以下のように示される。

レイノルズ応力輸送方程式を直接的に解くことは不可 能であり何らかのモデル化が必要となる.数値計算を



Fig. 4 Computational mesh layout

実行するうえで障害となる左辺の対流項,拡散項に対しては Rodi⁽¹⁴⁾近似を用いてモデル化を行った。レイノルズ応力輸送方程式の圧力・ひずみ相関項のモデル 化も問題となるが,この項のモデル化,ならびに定数系に関しては,別報⁽¹⁵⁾にて詳述した。

3.3 数值解析 実験においては第7,8番ブロッ クにて測定を行い、周期的流れが形成されているとの 報告から、計算に際しては、2列ブロックを対象に流 路入口,出口に周期境界条件を課して解析を行った. このとき,解析対象領域は全断面を対象とした。計算 格子を図4に示す。計算格子は、管路正面からと側面 から見た格子配置を示している。計算格子数は流れ方 向に 50. 断面方向に 77×17 を設定している。初期条 件として,速度に関しては主流方向に一様流を与え, 乱流エネルギー乱流散逸値に関しては, k/U%=1× 10⁻⁵, $\epsilon = k^{3/2}/D_h$ と小さな値を流入条件として課した. 周期境界条件に関しては, 圧力以外のパラメータは入 口,出口での値を同一値とし,圧力に関しては入口, 出口での圧力こう配値が同一となるように設定した。 計算諸量の格子点配置は Regular Grid 法によった.

支配方程式の対流項差分近似は QUICK 法を使用し, 計算レイノルズ数は,実験と同じ 3.26×10⁴ である。

3・4 普遍定数の検討 本解析で使用した乱流モ デルは、高レイノルズ数形乱流モデルであり、乱流エ ネルギー、乱流散逸値に関しては壁関数を用いて境界 条件の設定を行っている。その際に、対数速度分布領 域内に計算格子の第1点めが存在するよう計算格子を 配置した。同時に、対数速度分布を仮定することが必 要となるが、対数速度分布の与え方も重要な要素と考 えられる。一般に, 壁関数を用いた場合の対数速度分 布は, 以下の滑面壁に対する対数速度分布が使用され る.

$$\frac{U_1}{U_{\tau}} = \frac{1}{0.42} \ln\left(\frac{U_{\tau}y}{\nu}\right) + 5.5 \cdots (3)$$

しかし,本解析のようにブロックが配置された場合, はく離再付着現象が存在し,ブロックは流れに対して 抵抗体となり,管路内にある意味で粗面壁を形成する ことになる.粗面壁を有する流れの場合,対数速度分



Fig. 5 Comparison of mean velocity profile for A=5.5



Fig. 6 Comparison of mean velocity profile for A = -8.0

布の普遍定数が減少することは、よく知られた事実で ある。そこで、普遍定数を変化させた場合、予測結果 にどの程度寄与するかを明らかにするため、以下の式 を用いた場合も解析する。このときの普遍定数値は、 粗面壁乱流に関する既報論文⁽¹³⁾を参考に決定した。 式(3)を用いた場合との比較結果から新たな知見を得 ることができる。使用に際しては、ブロックが設けら れた上下壁面のみを対象にして、側壁面は滑面壁に対 する対数速度分布を適用した。

 $\frac{U_1}{U_{\tau}} = \frac{1}{0.42} \ln \left(\frac{U_{\tau} y}{\nu} \right) - 8.0 \cdots (4)$

4. 結果と考察

4・1 平均速度場の比較 図5に普遍定数 A= 5.5の場合の主流方向速度分布の比較結果を,図6に A=-8.0の場合の両結果の比較結果を示す.主流方 向速度は管路断面内の平均速度 U_bにて無次元化して 比較した.また,比較の際には1/2断面にて比較し た.A=5.5の計算結果を実験結果と比較すると,ブ ロックの両側で比較的流速の速い流れが存在すること は両結果にて共通しているが,計算結果は,速い流れ が壁面近傍側に形成されていることがわかる.例え ば,Station ③断面の計算結果は,底壁面側に最大主 流方向速度は形成されている.Station ⑦断面で も同様の現象が認められる.

こうした結果に対して図6のA=-8.0の場合の計 算結果に着目すると、流れ場全体にわたり断面内の最 大流速生成位置は、管路中央部に形成され、実験結果 に近い値を予測することが理解できる。こうした改善 は、粗面壁を想定した対数速度分布を設定したことに 起因し、現象論的には、流れは抵抗のある壁面近傍を 流れるより、抵抗の少ない管路中央部を多くの流量が 流れるためと解釈される。すなわち境界層が排除され ることに起因している。本解析のように、流れの中に 抵抗体が配置された管路内の乱流解析に際し、壁関数 を境界条件に用いる場合には、普遍定数を変えること により、予測精度向上を図れることを解析結果は示唆 している。

次に横断面内に形成される二次流れ分布について比 較検討した。図7は、A=5.5の場合の、図8には、A=-8.0の場合の比較結果を示した。ただし、主流方 向速度分布から Station ①~④断面と、⑤~⑧断面で 流れの特徴は類似であることから、Station ①~④断 面での比較結果を示している。実験結果から、二次流 れ強度はブロック前縁にて最大で断面平均速度の



Fig. 7 Secondary flow vectors for A=5.5



Fig. 8 Secondary flow vectors for A = -8.0

50%程度の値に達する.Station ②に至ると二次流れ は大きく減衰し, ブロック側から上壁に向かう二次流 れが生成される.この二次流れはさらに下流のStation ③, ④では,その方向を逆転しブロックに向かう 流れを形成する.特にStation ④では二次流れは大き な値を有する下降流を形成し,その大きさにおいて Station ①における二次流れ強度に相当する.以上の 結果が示すように,二次流れによる移流,拡散現象は



Fig. 9 Comparison of streamwise velocity vectors for A = 5.5

ブロック前縁, ブロック後流で顕著である. 主流方向 速度等値線分布において, ブロックの両側に比較的高 速の流体が生成され, ブロック上壁では, 低速流体が 占める領域が形成されるのは, ブロック前縁に形成さ れた二次流れにより, 壁面近傍の低速流体がブロック 上壁に移流されるためと解釈される.

以上のような特徴的な二次流れの発達過程を,いず れの普遍定数を用いても,再現することが可能である ことがわかる。普遍定数の相違により二次流れ分布が 大きく変化することはないが,詳細に比較すると,壁 面近傍での二次流れ分布に相違が認められる。例えば Station ①断面の上壁近傍において A=5.5 の場合に は,二次流れは壁面を沿う流れを形成するが, A= -8.0 の場合には,上壁面に垂直な方向に二次流れが 形成されており,両者で異なる二次流れ分布を形成す る。また, Station ③,④断面の下壁面近傍でも両者 に差異が認められる。

さらに、ブロック後流に形成されるはく離領域の予 測程度を知るために比較した結果を、図 9,10 に示す。 図 9 は A=5.5の、図 10 は A= -8.0の場合の比較 結果を示している。両予測結果とも実験結果と比較す ると、はく離領域の占める領域は小さく、ブロック後 端から再付着点距離も計算は短く予測しており実験と は異なる。計算結果同士を比較すると大きな差は認め られないが、図 5,6の主流方向速度等値線に示された 負値の領域から判断すると、A= -8.0の場合のほう がはく離流の占める領域が小さく、はく離が抑えられ た結果となっている。これは、図 7,8 に示す Station



Fig. 10 Comparison of streamwise velocity vectors for A = -8.0

④断面における二次流れの計算結果から理解できるように,A = -8.0の場合,底壁面に垂直に向かう二次流れ強度が,A = 5.5の場合よりも大きく,底壁面に向かう二次流れが,比較的高速の流体をはく離領域に運び込むため,A = -8.0の場合,はく離領域が減少するものと解釈される.このことは、はく離領域に相当するStation ③断面でも同様と考えられる.以上の現象は、壁面を粗面とすると粗面壁に向かう二次流れが増速されることを示唆するものであるが、このことは、第2種二次流れが粗面壁に向かって生成される実験事実⁽¹²⁾とも符合する.

これまでの,時間平均速度場における比較結果から, 普遍定数を変化させることにより,主流方向速度はか なり良好に改善されるが,逆にはく離領域の生成は抑 制の方向に作用し実験結果と異なることが理解でき る.

4・2 変動速度場の比較 図 11, 12 は, 主流方向 変動速度等値線の計算結果を実験結果と比較したもの である.ただし, Station ①~④断面での比較結果を 示している.ブロック前縁に相当する $X_1/D_h=5.65$, ならびに,その下流に位置する $X_1/D_h=5.85$ 断面の 壁面近傍に着目すると,上下壁面近傍で等値線 2.5 の 比較的高い値が生成され,ブロック両側には 1.0 の等 値線が形成されていることを実験結果の特徴的現象と して指摘できる.こうした現象を,普遍定数を変えた 場合の計算結果同士にて比較すると普遍定数 A=-8.0の場合のほうが,実験の傾向を比較的良好に再 現していることがわかる.



Fig. 11 Comparison of streamwise normal stress for A = 5.5



Fig. 12 Comparison of streamwise normal stress for A = -8.0

さらに下流の $X_1/D_h=6.05$ 断面では,実験結果で は 2.5 の等値線は生成されないが,普遍定数 A=-8.0 の計算結果には, 2.5 の等値ラインを予測し実 験値を大きく予測している。この実験値を大きく予測 する傾向は,計算において上,下壁面に一様に普遍定 数を設定しているためであり,普遍定数を流れに沿っ



Fig. 13 Comparison of shear stress for A=5.5



Fig. 14 Comparison of shear stress for A = -8.0

て変化させるような改良を施すことにより, さらなる 改善が見込まれる。以上のように, 普遍定数を変化さ せることにより計算結果が実験値に近づくこと, 計算 は実験値を部分的に大きく予測する傾向にあることな どは, 水平方向, 鉛直方向速度変動分布についても同 様に認められた。

図 13, 14 は, せん断応力 u₁u₂ 分布の比較結果を示 した.比較断面は, 変動速度分布同様, Station ① ~④断面での比較結果を示している。せん断応力分布 の特徴的分布として、3本の零等値ラインが上、下壁 を結ぶように形成されて,異符合領域を形成すること を指摘できる。例えば、Station①断面では、管路中 央部近傍, ブロック上壁中央部, 側壁近傍に零等値線 が形成されている。両計算結果も、零等値線を予測し ているが、管路中央部近傍に形成される零等値線は、 下流に発達するに従い消滅する傾向を示している。こ れは、せん断応力 и1 и2 が主流方向速度の水平方向の 速度こう配値により大きく左右されるためと解釈され る。すなわち,図5,6に示した主流方向速度等値線分 布の比較結果から明らかなように、管路中央部近傍の 速度等値線を実験と比較すると、実験では等値線が湾 曲した分布をしているのに対し、両計算結果とも顕著 な湾曲分布は認められず水平な分布を示す結果,零等 値線が消滅するものと解釈できる。以上のように,詳 細に比較すると、零等値線分布の形成について差が認 められ、前述したように、壁面に一様な普遍定数を設 定するのではなく、流れに沿うように普遍定数を変化 させるなどの検討も必要であると思われる.

5. 結 論

三次元ブロックを有する矩形断面管路内の乱流場を 解析し,実験結果と比較することにより,以下の結論 を得た。

(1) 壁関数を使用する際に仮定する対数速度分布の普遍定数を変化することにより主流方向速度分布は、変化する。対数速度分布の普遍定数を粗面壁と想定した場合と、滑面壁と仮定した普遍定数の場合を比較すると、前者のほうが、主流方向速度分布を良好に予測した。

(2) 断面内の二次流れも, 普遍定数の影響を受け, 特に壁面近傍で二次流れに相違が認められる. (3) プロック後流に形成されるはく離領域を,粗 面壁を想定した普遍定数と,滑面壁を想定した普遍定 数とで比較した場合,前者のほうが,はく離領域は減 少し,むしろ後者のほうが実験値に近い値を示す.

(4) 変動速度, せん断応力分布とも, 粗面壁を想 定した普遍定数とした場合のほうが, 主流方向速度が 改善されるため実験値に近い値を予測する.

(5) はく離再付着現象を伴うような乱流場を予測 する際に,対数速度分布の普遍定数を変化させる手法 は予測制度を改善するが,管路領域ごとに普遍定数が 変化する改善も必要である。

文 献

- (1) Saha, A. K., Biswas, G. and Muralidhar, K., Int. J. Heat Fluid Flow, 24 (2003), 54-66.
- (2) Werner, H. and Wengle, H., Turbulent shear flows, 8 (1991), 155-168, Springer-Verlag.
- (3) 五十嵐保・福岡健人, 機論, 66-647, B (2000), 1535-1543.
- (4) 中村元・五十嵐保・筒井敬之, 機論, 66-646, B (2000), 1804-1811.
- (5) Han, J. C. and Park, J. S., Int. J. Heat Mass Transf., 31-1 (1988), 183-195.
- (6) Han, J. C., Chandra, P. R. and Lau, S. C., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 110 (1988), 91-98.
- (7) Meinders, E. R., Van Der Meer, T. H. and Hanjalic, K., Int. J. Heat Mass Transf., 41-2 (1998), 335-346.
- (8) Sparrow, E. M., Niethammer, J. E. and Chaboki, A., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **25** (1982), 961-973.
- (9) 杉山均・羽田誠秀,日本原子力学会和文論文誌,1-2 (2002),119-126.
- (10) Iacovides, H. and Raisee, M., Int. J. Heat Fluid Flow, **20** (1999), 320-328.
- Jang, Y. J., Chen, C. -C. and Han, J. -C., Trans. ASME, J. Fluids Eng., 123 (2001), 563-575.
- (12) Niceno, B., Dornkers, A. D. T. and Hanjelic, K, Int. J. Heat Fluird Flow, 23 (2002), 173-185.
- (13) 杉山均·宇野孝博, 機論, 69-681, B (2003), 1051-1058.
- (14) Rodi, W., Z. Angew. Math. Mech., 56 (1976), 219-221.
- (15) 杉山均・秋山光庸・柴田勝広, 機論, 57-535, B (1991), 1044-1050.